

Поэтому появление широких пиков в спектрах ХПЭЭ тугоплавких металлов следует, по-видимому, связывать с возбуждением коллективных колебаний твердотельной плазмы, а одночастичные возбуждения будут проявляться в виде тонкой структуры этих пиков, что и наблюдается при последующем дифференцировании кривой задержки [5, 9]. Такая точка зрения позволяет единым образом объяснить природу появления широких пиков в различных переходных металлах (см. таблицу) суперпозицией потерь на последовательное возбуждение объемных и поверхностных плазмонов, причем кратность потерь сохраняется при переходе от одного металла к другому, несмотря на изменение самой энергии плазмона.

Авторы выражают благодарность А. Д. Горчинскому за помощь в изготовлении анализатора и ценные рекомендации.

#### Список литературы

- [1] Городецкий Д. А., Горчинский А. Д. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. Т. 43. № 3. С. 511—515.
- [2] Кораблев В. В. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 6. С. 1638—1640.
- [3] Powell C. J., Robins J. L., Swan J. B. // Phys. Rev. 1958. V. 110. N 3. P. 657—660.
- [4] Barkstand J. M., Propst F. M., Copper T. L., Edwards D. E. // Surf. Sci. 1972. V. 29. N 2. P. 663—666.
- [5] Luscher P. E. // Surf. Sci. 1977. V. 66. N 1. P. 167—188.
- [6] Медведев В. К., Яковкин И. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 3. С. 669—677.
- [7] Ritchie R. H. // Surf. Sci. 1973. V. 34. N 1. P. 1—19.
- [8] Linch D. W., Olson C. G., Weaver J. H. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. N 10. P. 3617—3624.
- [9] Palacio C., Sanz J. M., Martinez-Duart J. M. // Surf. Sci. 1987. V. 191. N 2. P. 385—394.
- [10] Soukiassian P., Riwan R., Borenstein Y. // Sol. St. Comm. 1982. V. 44. N 9. P. 1375—1378.
- [11] Harrower G. A. // Phys. Rev. 1956. V. 102. N 2. P. 340—347.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
8 декабря 1988 г.

УДК 548 : 539.32

Физика твердого тела, том 31, в. 5, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 5, 1989

## ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ АНТИМОНИДА ИНДИЯ С РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ДЕФЕКТОВ

П. А. Максимюк, А. В. Фомин, В. А. Глей,  
А. П. Онанко, М. Я. Скорород

Различные виды механического и термического воздействий могут привести к появлению в монокристаллах InSb вакансионных комплексов [1], дислокаций, что в свою очередь влияет на стабильность работы изделий на основе этого материала. Целью настоящего сообщения было изучение внутреннего трения (ВТ) бездислокационных кристаллов InSb, а также изменения ВТ после введения в образец дефектов кристаллической структуры.

Для измерения использовался метод изгибных колебаний при знакопеременной деформации  $\sim 10^{-5}$  в вакууме  $\sim 10^{-3}$  Па. Приборные потери сводились к минимуму путем применения образца Ш-образной формы [2]. Кристаллы толщиной  $\sim 300$  мкм изготавливались с помощью бездефектной химической резки в плоскости (111), причем «язычок» образца вырезался в направлении [110] [3]. Для контроля дислокационной структуры кристаллов перед и после измерений температурных и амплитудных

зависимостей ВТ снимались рентгеновские топограммы, полученные по методу Бормана.

Первоначально изучаемый кристалл InSb был бездислокационным. Затем с помощью микротвердомера с нагрузкой  $10^{-2}$  кг на «язычок» образца была нанесена продольная царапина в направлении [110], после чего он подвергался знакопеременной деформации при 570 К в течение 40 мин. В результате указанных воздействий произошла частичная релаксация напряжений, внесенных царапиной, и, как показывают топограммы, в кристалле появились остаточные напряжения и дислокации с плотностью  $10^3-10^4$  см $^{-2}$ .

На рис. 1 представлена температурная зависимость ВТ при нагреве для бездислокационного кристалла InSb (1) и после введения в него дислокаций (2). Характер и взаимное расположение кривых при охлаждении не изменялись, однако для бездислокационного кристалла (кри-

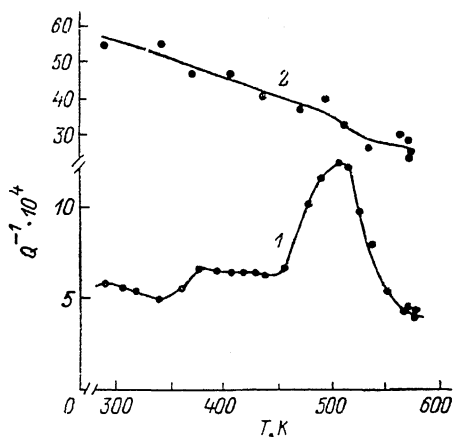


Рис. 1.

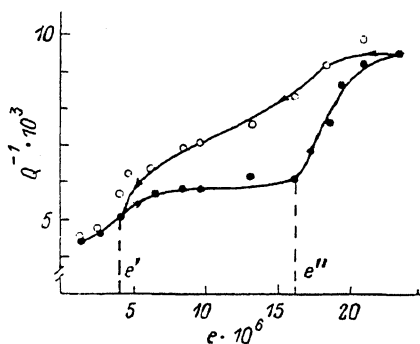


Рис. 2.

вая 1) высота максимума уменьшилась в два раза, а для дислокационного произошло понижение абсолютных значений ВТ на  $\sim 30$  %.

На кривой 1 (рис. 1) при  $\sim 520$  К наблюдался максимум ВТ. Энергия активации релаксационного процесса, обусловливающего появление обнаруженного максимума, определенная по тангенсу угла наклона кривой максимума, перестроенной в координатах  $\ln Q^{-1}-T^{-1}$ , оказалась равной  $0.8 \pm 0.1$  эВ. Постоянная времени релаксации, определенная из условия существования релаксационного максимума  $\omega\tau=1$ , была равна  $\tau_0 \approx 1.6 \cdot 10^{-12}$  с, частотный фактор  $f_0 \approx 6.3 \cdot 10^{11}$  Гц.

Отсутствие дислокаций на рентгеновской топограмме до и после температурных измерений ВТ свидетельствует о том, что максимум не обусловлен дислокационным механизмом. Это также подтверждается полученной амплитудной независимостью ВТ [4]. Сравнение полученных результатов с данными [1] позволяет предположить, что обнаруженный максимум ВТ в бездислокационном кристалле InSb обусловлен релаксационным процессом переориентации вакансионных комплексов при знакопеременной деформации.

После введения дислокаций фон ВТ кривой 2 (рис. 1) возрос на порядок, наблюдался его незначительный спад с ростом температуры, причем максимум отсутствовал, что было обусловлено тем, что величина фона превышала значение высоты максимума ВТ. Повышение фона ВТ в свою очередь связано с наличием остаточных напряжений и с введением дислокаций вследствие действия статического и динамического напряжений. Введение дислокаций привело также к уменьшению относительной величины модуля упругости по сравнению с бездислокационным кристаллом почти на 10 %.

Амплитудная зависимость ВТ при 580 К кристалла InSb ориентации [110] (111) после введения в него дислокаций плотностью  $\sim 10^3 \text{ см}^{-2}$  представлена на рис. 2. На кривой наблюдаются две критические амплитуды деформации  $e'$  и  $e''$ . При снятии амплитудных зависимостей ВТ при более низких температурах абсолютные значения ВТ уменьшаются, а критические амплитуды деформации  $e'$  увеличиваются. Вторая же критическая амплитуда  $e''$  наблюдается при температурах выше 400 К. По тангенсу угла наклона прямой в координатах  $\ln e' - T^{-1}$  [5] оценивалась энергия взаимодействия между дислокациями и точечными дефектами, оказавшаяся равной  $\sim 0.07$  эВ. Наличие второй критической амплитуды деформации  $e''$  и несовпадение кривых при увеличении и уменьшении амплитуды деформации, по-видимому, свидетельствуют о необратимых изменениях дислокационной структуры InSb при высоких температурах.

Таким образом, проведенные исследования свидетельствуют о значительном влиянии изменения дефектности структуры на неупругие и упругие характеристики монокристаллов антимонида индия.

#### Список литературы

- [1] Вернер В. Д., Ковязин М. Г., Мильвидский В. Б., Освенский Л. П., Холодный М. Г. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 11. С. 3304—3309.
- [2] Scott W. W., Massone R. C. // Rev. Sci. Instr. 1968. V. 39. N 6. P. 821—823.
- [3] Балав В. З., Засимчук И. К., Козицин В. Н., Фомин А. В. // Приборы и техника exper. 1985. № 6. С. 210—213.
- [4] Никаноров С. П., Кардашев Б. К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М.: Наука, 1985. 253 с.
- [5] Криштал М. А., Головин С. А. Внутреннее трение и структура металлов. М.: Металлургия, 1976. 375 с.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
6 сентября 1988 г.  
В окончательной редакции  
12 декабря 1988 г.

## РЕЛАКСИРОВАННЫЕ ОСНОВНОЕ И ВОЗБУЖДЕННОЕ СОСТОЯНИЯ $F^+$ -ЦЕНТРА В MgO

А. В. Безель, В. А. Лобач

Образование кислородной вакансии с последующим захватом электрона ( $F^+$ -центр) в оксидных диэлектриках сопровождается значительными смещениями ионов в окрестности дефекта, которые существенно определяют его энергетические характеристики в основном состоянии [1]. Возбуждение  $F^+$ -центра, представляющее собой перенос локализованного электрона на ближайшее вакантное состояние, нарушает равновесие системы и приводит к возникновению дополнительной релаксации. Эти, рассматриваемые на примере  $F^+$ -центра, процессы носят общий для большинства неметаллов характер.

В расчетах мы использовали модель внедренного кластера, где для вакансии и трех сфер ее ближайшего окружения (27 ионов) проводился детальный расчет электронной структуры, а кристаллический остаток описывался в оболочечной модели, что позволило учитывать не только искажение ближайшего окружения, но и поляризацию всего кристалла [2].

Чтобы воспроизвести потенциалы Маделунга на ионах кластера, моделирующего идеальный кристалл, мы использовали приближение атомной сферы [3]. При этом отказ от приближений нулевой кинетической энергии